

# Особенности квантования кондактанса многоканальных квантовых точечных контактов

Д. А. Похабов<sup>+\*1)</sup>, А. Г. Погосов<sup>+</sup>, А. А. Шевырин<sup>+</sup>, Е. Ю. Жданов<sup>+,\*</sup>, А. К. Бакаров<sup>+,\*</sup>

<sup>+</sup>Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова Сибирского отделения РАН, 630090 Новосибирск, Россия

<sup>\*</sup>Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 18 января 2024 г.

После переработки 6 февраля 2024 г.

Принята к публикации 7 февраля 2024 г.

В квантовых точечных контактах с боковыми затворами реализован и изучен режим многоканального электронного транспорта с независимым квантованием кондактанса отдельных каналов. Моделирование кондактанса суммой квантующихся кондактансов позволило воспроизвести полученную сложную экспериментальную картину зависимости кондактанса от суммы и разности напряжений на затворах в этом режиме. Рассмотренная модель воспроизводит следующие экспериментально наблюдаемые особенности квантования кондактанса: отсутствие некоторых плато, прыжки кондактанса на  $4e^2/h$  и на величины, отличные от  $2e^2/h$ , появление аномальных плато при значениях, не кратных  $2e^2/h$ , эволюция аномальных плато при изменении разности затворных напряжений и низкая видимость некоторых плато. Исследование показывает, что за нетривиальной экспериментально наблюдаемой картиной кондактанса квантовых точечных контактов может скрываться заранее не очевидная многоканальность.

DOI: 10.31857/S1234567824050082, EDN: ECSWKZ

**1. Введение.** Как известно, одночастичная модель электронного транспорта в квазиодномерных проводниках предсказывает квантование кондактанса в единицах  $2e^2/h$ . Явление квантования кондактанса экспериментально наблюдается в квантовых точечных контактах (КТК) – сужениях двумерного электронного газа (ДЭГ) [1, 2]. Типичная зависимость кондактанса КТК от затворного напряжения представляет собой ступенчатую кривую с плато при значениях, кратных  $2e^2/h$ . Отклонения от типичной зависимости, такие как, например, плато при значениях, не кратных  $2e^2/h$ , рассматриваются как аномалии кондактанса, происхождение которых заслуживает изучения. Одним из наиболее известных, но не единственным примером таких аномалий кондактанса является 0.7-аномалия, наблюдающаяся в виде плато при значениях, близких к  $0.7 \times 2e^2/h$ , изучению которой посвящено огромное количество теоретических и экспериментальных работ [3–12]. Установлено, что причина ее появления связана с электрон-электронным ( $e-e$ ) взаимодействием [13, 14]. Другие интересные особенности в измерениях кондактанса КТК, заслуживающие упоминания, возникают при достаточно низкой концентрации электронов, когда  $e-e$  взаимодействие начинает играть существенную роль, и в канале КТК формируется одномер-

ный (1D) вигнеровский кристалл. Структурный фазовый переход от одномерной электронной цепочки к квазиодномерной зигзагообразной структуре в таком кристалле, т.н. переход “струна-зигзаг” [15–19], характеризуется удвоенным прыжком кондактанса на  $4e^2/h$  [20–25]. Другие аномалии кондактанса, такие как  $0.15 \times 2e^2/h$ ,  $0.25 \times 2e^2/h$ ,  $0.85 \times 2e^2/h$ , наблюдающиеся в нелинейном режиме при ненулевом постоянном напряжении между истоком и стоком КТК, связаны с эффектами спин-орбитального взаимодействия [26–28]. Эти эффекты ответственны также за плато  $0.5 \times 2e^2/h$ , наблюдающееся в нулевом магнитном поле [29, 30]. Таким образом, аномалии кондактанса обычно связаны с эффектами взаимодействия и выходят за рамки одночастичной модели. Следует отметить, что общепринято установленных физических механизмов перечисленных аномалий до сих пор нет, а имеющиеся модели остаются дискуссионными.

В данной статье мы показываем, что возникновение некоторых аномалий кондактанса, наблюдающихся в эксперименте, все же может быть объяснено в рамках одночастичной модели, в то время как роль взаимодействия сводится к формированию многоканального самосогласованного ограничивающего потенциала, что, в свою очередь, приводит к образованию нескольких проводящих каналов внутри литографически одиночного микросужения КТК. Учи-

<sup>1)</sup>e-mail: pokhabov@isp.nsc.ru

тывая, что в рассматриваемом ниже эксперименте таких каналов два, и моделируя общий кондактанс как сумму кондактансов двух каналов, мы воспроизводим многие важные особенности кондактанса, наблюдающиеся в эксперименте, такие как отсутствие некоторых плато, прыжки кондактанса на  $4e^2/h$  и на величины, не кратные  $2e^2/h$ , недостаточная видность (контраст) квантования кондактанса, появление аномальных плато и их эволюция при изменении разности затворных напряжений. Результаты моделирования сравниваются с экспериментальными данными, иллюстрирующими вышеперечисленные особенности. Следует отметить, что возникновение нескольких проводящих каналов внутри одиночного КТК траншейного типа было экспериментально обнаружено ранее [31–35]. Однако природа упомянутых выше особенностей квантования кондактанса в этом контексте до сих пор не обсуждалась.

Возникновение нескольких каналов внутри одиночного КТК может быть обусловлено формированием многоямного потенциала. Физические механизмы, ответственные за его формирование, обсуждались ранее [36, 37], хотя остаются не до конца выясненными. Формирование многоямного потенциала может быть обусловлено самосогласованным перераспределением зарядов в гетероструктуре (электронов в ДЭГ и заряда доноров), минимизирующим энергию системы. При охлаждении образца распределение заряда на донорах замораживается, фиксируя реализовавшийся многоямный потенциал для электронов ДЭГ, в то время как электроны остаются вырожденными и способными изменять свое распределение под действием электрического поля затворов. Самосогласованные численные расчеты подтверждают, что  $e-e$  отталкивание в мелком ограничивающем потенциале может разбивать проводящий канал на два отдельных канала [38, 39].

**2. Детали эксперимента.** Экспериментальные образцы изготовлены из гетероструктур GaAs/AlGaAs, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Сначала на подложке GaAs (001) выращивался жертвенный слой  $Al_{0.8}Ga_{0.2}As$  толщиной 400 нм, а поверх него выращивалась сверхрешеточная структура GaAs/AlAs толщиной 166 нм, содержащая ДЭГ в GaAs слое толщиной 13 нм, залегающем на глубине 90 нм от поверхности и представляющем собой прямоугольную симметричную квантовую яму для электронов. Квантовая яма с ДЭГ окружена сверхрешеточными слоями, содержащими  $\delta$ -слои донорной примеси кремния на расстоянии 30 нм симметрично по обе стороны от ямы. В сверхрешеточных слоях вблизи  $\delta$ -слоев

легирующих донорных примесей присутствуют массивные низкоподвижные электроны в X-долинах, которые не вносят вклад в проводимость при низких температурах, но сглаживают флуктуации потенциала случайно расположенных донорных примесей [40]. Гетероструктура содержит слой  $Al_{0.8}Ga_{0.2}As$ , который используется для создания подвешенных, т.е. отделенных от подложки, наноструктур [41–43]. Подвешивание осуществлялось путем селективного вытравливания жертвенного слоя из-под наноструктуры водным раствором плавиковой кислоты через траншеи, плазмохимически вытравленные в верхних слоях гетероструктуры. Концентрация и подвижность электронов в ДЭГ при температуре 4.2 К составляют  $(6-7) \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$  и  $1 \times 10^6 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ , соответственно. КТК изготавливались травлением литографических траншей шириной 150 нм и глубиной 170 нм, отделяющих микросужение от двух симметричных боковых затворов. Траншеи формировались с помощью электронной литографии и анизотропного реактивного ионного травления в плазме  $BCl_3$ . Для литографии использовался электронный резист полиметилметакрилат (ПММА) толщиной 250 нм. Резист экспонировался пучком электронов с энергией 20 кэВ. Литографическая ширина КТК составляет 900 нм. Траншеи имеют форму дуг окружности с радиусом 1 мкм. КТК имеют плавные входы и выходы, удовлетворяющие известным критериям адиабатичности [44, 45]. СЭМ-изображение подвешенного КТК представлено на вставке к рис. 1. Образцы были снабжены Au/Ni/Ge омическими контактами в области истока, стока и боковых затворов. Двухконтактные измерения кондактанса проводились методом синхронного детектирования, используя возбуждающее напряжение  $V_{SD}$  с амплитудой 30 мкВ и частотой 70 Гц при температурах 4.2 и 1.6 К. Кондактанс  $G$  измерялся как функция постоянных напряжений  $V_G^I$  и  $V_G^{II}$ , приложенных к двум боковым затворам. В эксперименте затворные напряжения разворачивались синхронно и серия характеристик  $G(V_\Sigma)$ , где  $V_\Sigma = V_G^I + V_G^{II}$ , измерялась при различных значениях разности затворных напряжений  $V_\Delta = V_G^I - V_G^{II}$ . В данной статье представлены результаты экспериментальных измерений кондактанса двух похожих подвешенных образцов, КТК-1 и КТК-2, изготовленных из гетероструктур, выращенных в разных эпитаксиальных циклах. Как будет показано ниже, эти КТК отличались реализацией двухъямного ограничивающего потенциала: в КТК-1 он был симметричным, а в КТК-2 – асимметричным.

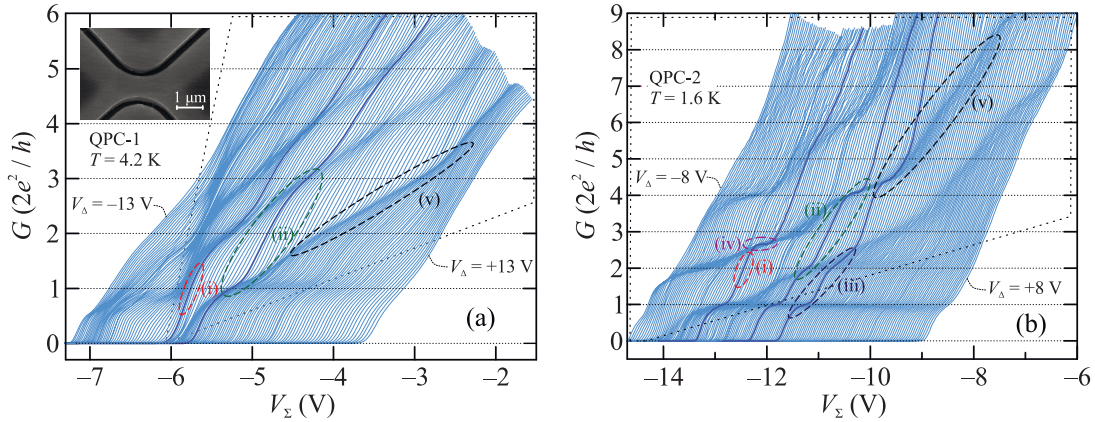


Рис. 1. (Цветной онлайн) Экспериментально измеренные серии затворных характеристик  $G(V_\Sigma)$  при различных значениях разности затворных напряжений  $V_\Delta$ : (а) – в КТК-1 при  $T = 4.2$  К и (б) в КТК-2 при  $T = 1.6$  К. Кривые смещены на 25 мВ друг относительно друга в горизонтальном направлении для удобства. Правые жирные кривые оставлены несмещенными. Показаны примеры особенностей кондактанса, таких как (i) отсутствие некоторых ступеней, (ii) прыжки кондактанса на  $4e^2/h$ , (iii) прыжки на величины, не кратные  $2e^2/h$ , (iv) аномальные плато при значениях, не кратных  $2e^2/h$ , (v) эволюция, т.е. плавное изменение значений плато кондактанса от кривой к кривой. Пунктирными линиями ограничены области наложения двух квантующихся кондактансов параллельных каналов. На вставке приведено СЭМ-изображение подвешенного КТК.

**3. Экспериментальные результаты.** Серии затворных характеристик кондактанса  $G(V_\Sigma)$  двух разных КТК показаны на рис. 1. Каждая кривая в серии соответствует различным значениям разности затворных напряжений  $V_\Delta$ . При определенных значениях затворных напряжений отчетливо видны плато, соответствующие разным значениям кондактанса, в том числе кратным  $2e^2/h$ . Однако кривые имеют более сложный вид, чем ожидаемая последовательность ступеней высотой  $2e^2/h$ . Для удобства некоторые затворные характеристики на рис. 1 выделены цветом и показаны жирными линиями. Можно заметить следующие особенности кондактанса, наблюдающиеся в эксперименте: (i) отсутствие некоторых ступеней, (ii) прыжки кондактанса на  $4e^2/h$ , (iii) прыжки на величины, не кратные  $2e^2/h$ , (iv) возникновение аномальных плато при значениях, не кратных  $2e^2/h$ , (v) плавное изменение их значений от кривой к кривой и (vi) недостаточная видность отдельных плато. Примеры перечисленных особенностей выделены и пронумерованы на рис. 1. Далее в тексте статьи при обсуждении тех или иных особенностей кондактанса мы будем использовать приведенную здесь нумерацию.

Ниже мы показываем, что перечисленные особенности кондактанса могут быть результатом наложения квантующихся кондактансов параллельных проводящих каналов.

**4. Модель.** Рассмотрим сначала случай КТК с одним проводящим каналом. Для построения зави-

симостей  $G(V_G)$  кондактанс  $G$  и затворное напряжение  $V_G$  выразим через химический потенциал  $\mu$ , который, как и другие энергетические величины, будем отсчитывать от значения химического потенциала при нулевом  $V_G$ . Зависимость  $G(\mu)$  является последовательностью температурно размытых ступеней величиной  $2e^2/h$ , которая описывается модельной функцией:

$$G(\mu) = -2e^2/h \int_{-\infty}^{+\infty} \sum_i \Theta(E - E_i) \frac{\partial f}{\partial E} dE,$$

где  $\Theta(E)$  – функция Хевисайда,  $E_i$  – дно  $i$ -й подзоны размерного квантования, а  $f(E, \mu) = (1 + \exp(\frac{E-\mu}{kT}))^{-1}$  – функция Ферми<sup>2)</sup>. Зависимость  $V_G(\mu)$  находится как сумма изменений химического и электрического потенциалов при приложении напряжения:  $V_G = \mu/e - Q/C_g$ , где  $Q$  – индуцированный заряд, а  $C_g$  – геометрическая емкость между затвором и проводящим каналом КТК, в рамках нашей модели не зависящая от  $V_G$ . Заряд  $Q$  будем рассчитывать как  $Q(\mu) = -e \int_{-\infty}^{+\infty} D(E)[f(E, \mu) - f(E, 0)]dE$ , рассматривая КТК как квазиодномерную систему длины  $L$  с плотностью состояний  $D(E) = L \frac{\sqrt{2m}}{\pi\hbar} \sum_i \frac{1}{\sqrt{E-E_i}}$ .

<sup>2)</sup>При достаточно низких температурах размытие уровней определяется временем прохождения электроном седлового потенциала адиабатического сужения (таулессовским временем), и тогда роль эффективной температуры  $kT_{\text{eff}}$  играет величина  $\hbar\omega_x/2\pi$ , где  $\omega_x$  описывает форму потенциала в направлении протекания тока [45].

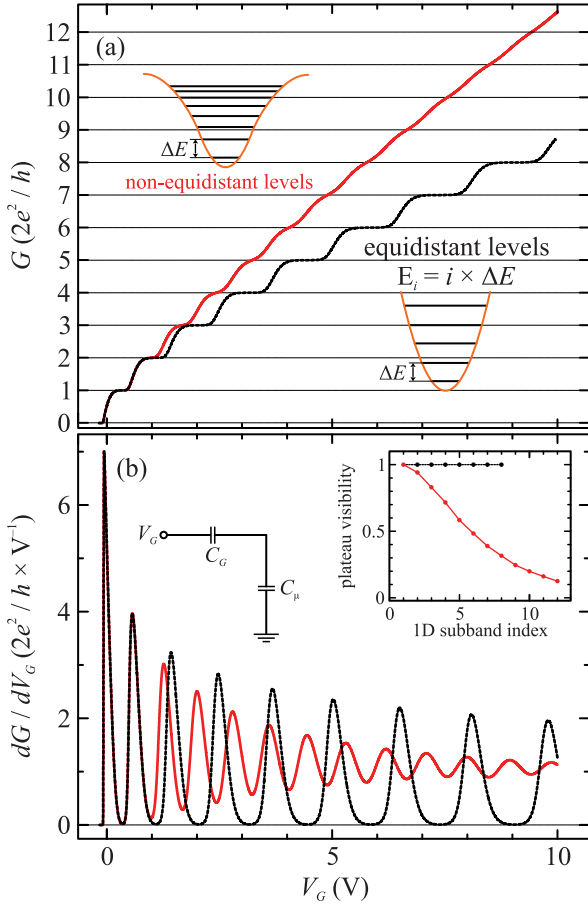


Рис. 2. (Цветной онлайн) (а) – Примеры графиков модельной функции, описывающей кондактанс одноканального КТК  $G(V_G)$ , заданной выражением (2), и (б) – соответствующий ему транскондактанс  $g(V_G) = dG/dV_G$  для эквидистантной ( $\alpha = 1$ ) и сгущающейся ( $\alpha = 1/3$ ) последовательности уровней размерного квантования, заданной выражением  $E_i = \Delta E \frac{i^\alpha - 1}{2^\alpha - 1}$ , при параметрах, близких к экспериментальным:  $T = 4.2$  К и  $\Delta E = 6$  мэВ,  $C_g = 0.01 \times C_{\mu 0}$ . На вставках схематически показаны характерные виды ограничивающих потенциалов и последовательность уровней размерного квантования в них, а также эквивалентная электрическая схема и график видности плато, рассчитанной по формуле (4), как функции номера подзоны

Методика расчета может быть проиллюстрирована эквивалентной схемой, изображенной на вставке к рис. 2б, где полная (не дифференциальная) квантовая емкость  $C_\mu = -Qe/\mu$  включена последовательно с геометрической  $C_g$ . Итоговые выражения для  $V_G$  и  $G$  представим в следующем виде:

$$V_G(\eta) = \frac{\Delta E}{e} \left[ \eta + \frac{C_{\mu 0}}{C_g} (q(\eta) - q(0)) \right], \quad (1)$$

$$G(\eta) = \frac{2e^2}{h} \int_{-\infty}^{+\infty} \sum_i \Theta(\varepsilon - \varepsilon_i) \frac{\Delta E/4kT}{\cosh^2((\varepsilon - \eta) \frac{\Delta E}{2kT})} d\varepsilon, \quad (2)$$

где  $\Delta E$  – характерный энергетический масштаб, в качестве которого мы будем рассматривать межподзонный интервал  $E_2 - E_1$ ,  $\eta = \mu/\Delta E$  – нормированный химический потенциал,  $C_{\mu 0} = \frac{2e^2 L}{\pi h} \sqrt{\frac{2m}{\Delta E}}$  – характерный масштаб квантовой емкости,  $\varepsilon_i = E_i/\Delta E$  – нормированные уровни энергии, а величина  $q(\eta)$ , имеющая смысл обезразмеренного заряда, выражается следующим образом:

$$q(\eta) = \int_{-\infty}^{+\infty} \sum_i \Theta(\varepsilon - \varepsilon_i) \sqrt{\varepsilon - \varepsilon_i} \frac{\Delta E/4kT}{\cosh^2((\varepsilon - \eta) \frac{\Delta E}{2kT})} d\varepsilon. \quad (3)$$

Примеры рассчитанных таким образом зависимостей  $G(V_G)$  представлены на рис. 2а. Заметим, что в случае эквидистантных уровней размерного квантования  $E_i$  переходы между плато на расчетных графиках  $G(V_G)$  неперiodичны по  $V_G$ . Экспериментальные же результаты, напротив, демонстрируют относительно периодические вдоль оси  $V_G$  ступени кондактанса (как и зависимости, приведенные во многих других работах [46–50]). В дальнейшем, чтобы приблизить условия моделирования к экспериментальным, мы будем считать, что уровни размерного квантования  $E_i$  сгущаются с ростом  $i$  (случай параболической потенциальной ямы “с размягчением”):  $E_i = \Delta E \frac{i^\alpha - 1}{2^\alpha - 1} + E_1$ . Затворные характеристики, рассчитанные для такого случая при  $\alpha = 1/3$  (см. рис. 2а), помимо почти эквидистантных по  $V_G$  ступеней кондактанса, демонстрируют усиленное сглаживание верхних плато по сравнению с нижними, что также лучше соответствует эксперименту.

На рисунке 2б показан рассчитанный транскондактанс, то есть производная кондактанса по затворному напряжению  $g = \partial G/\partial V_G$  для затворных характеристик, показанных на рис. 2а. Транскондактанс представляет собой осциллирующую функцию с плавно уменьшающейся амплитудой осцилляций при увеличении числа заполненных 1D подзон. Амплитуда осцилляций транскондактанса уменьшается за счет увеличения квантовой емкости относительно геометрической и, следовательно, уменьшения параметра  $C_g/C_\mu$ , который определяет зависимость  $V_G(\mu)$  (см. выражение (1)). Однако, в случае сгущающейся с ростом  $i$  последовательности уровней, есть другой существенный фактор, влияющий на квантование: по мере заполнения 1D подзон уменьшается параметр  $(E_{i+1} - E_i)/kT$ , в результате чего значения в максимумах и минимумах

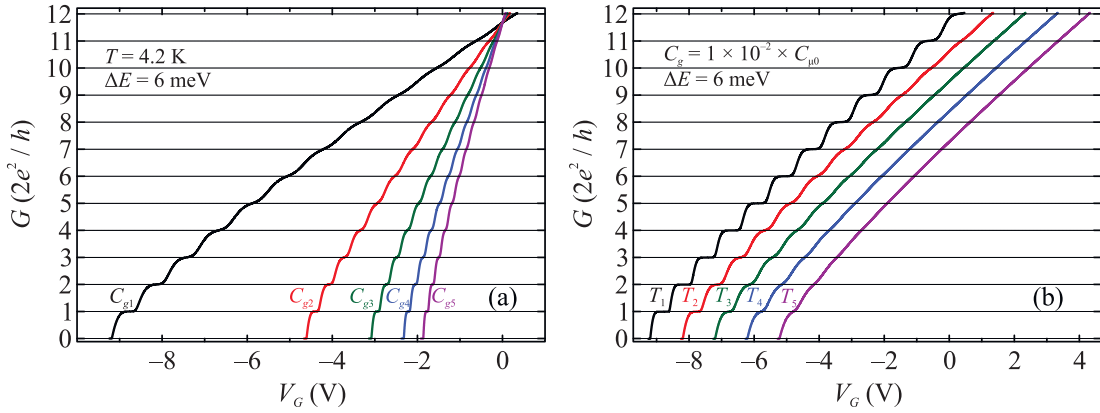


Рис. 3. (Цветной онлайн) Примеры графиков модельной функции, описывающей кондуктанс одноканального КТК  $G(V_G)$ , при различных значениях: (а) – геометрической емкости:  $C_{g1} = 0.01 \cdot C_{\mu 0}$ ;  $C_{g2} = 0.02 \cdot C_{\mu 0}$ ;  $C_{g3} = 0.03 \cdot C_{\mu 0}$ ;  $C_{g4} = 0.04 \cdot C_{\mu 0}$ ,  $C_{g5} = 0.05 \cdot C_{\mu 0}$  и (б) – температуры  $T_1 = 1.6$  К;  $T_2 = 4.2$  К;  $T_3 = 6.0$  К;  $T_4 = 8.0$  К;  $T_5 = 10.0$  К

транскондуктанса приближаются друг к другу, а ступени кондуктанса сглаживаются и становятся менее различимыми. Степень различимости плато по аналогии с интерференционными явлениями можно характеризовать видностью:

$$\gamma = \frac{g_{\max} - g_{\min}}{g_{\max} + g_{\min}}, \quad (4)$$

где  $g_{\max}$  и  $g_{\min}$  – значения транскондуктанса в максимуме и следующим за ним минимуме. Видность  $\gamma$  принимает значения в диапазоне  $0 \leq \gamma \leq 1$ . В случае эквидистантных уровней, определенная таким образом видность не уменьшается при достаточной низкой температуре  $kT \ll \Delta E$ . В случае же сгущающейся последовательности уровней, видность падает с ростом числа заполненных подзон. Видность для случаев эквидистантных и сгущающихся уровней показана на вставке к рис. 2б.

Влияние параметров  $C_g/C_{\mu 0}$  и  $T$  на вид затворных характеристик кондуктанса  $G(V_G)$  для КТК с  $\Delta E = 6$  мэВ и со сгущающейся с ростом  $i$  последовательности уровней  $E_i$  проиллюстрировано на рис. 3. Геометрическая емкость определяет период повторения плато вдоль оси  $V_G$ : чем меньше емкость, тем большие изменения затворного напряжения требуются, чтобы заполнить 1D подзону. Температура довольно быстро разрушает квантование кондуктанса: при  $T = 10$  К, различимы только первые три плато, хотя соответствующая данной температуре тепловая энергия  $kT \approx 0.87$  мэВ мала по сравнению с 4-м межподзонным расстоянием,  $(E_5 - E_4)/kT \approx 3.2$ , и не превышает межподзонное расстояние вплоть до 25-й подзоны.

Перейдем к случаю КТК с двумя параллельными каналами и с двумя затворами, на которые поданы

напряжения  $V_G^I$  и  $V_G^{II}$ . Электростатическое взаимодействие между проводящими каналами и ближайшими к ним затворами будем феноменологически описывать геометрическими емкостями  $C_g^{I,II}$ , а взаимодействие между каналами – емкостью  $C_{\text{int}}^{I,II}$ . Все прочие емкости, кроме квантовых  $C_{\mu}^{I,II}$  будем считать пренебрежимо малыми. Эквивалентная электрическая схема показана на вставке к рис. 4б. Значения емкостей выбраны из сравнения с экспериментом. Пренебрежем также туннелированием между каналами и положим расстояние между уровнями  $E_{i+1} - E_i$ , независимым от  $V_G^{I,II}$ . Считая системы уровней  $E_i$  одинаковыми для обоих каналов, мы вычислили затворные напряжения  $V_G^{I,II}$  как функции безразмерных химических потенциалов  $\eta^{I,II}$  следующим образом:

$$V_G^{I,II} = \frac{\Delta E}{e} \left[ \left( 1 + \frac{C_{\text{int}}}{C_g^{I,II}} \right) \eta^{I,II} - \frac{C_{\text{int}}}{C_g^{I,II}} \eta^{II,I} + \frac{C_{\mu 0}}{C_g^{I,II}} \left( q(\eta^{I,II}) - q(0) \right) \right], \quad (5)$$

а кондуктанс – как сумму кондуктансов двух каналов  $G_I(\eta^I) + G_{II}(\eta^{II})$ , определяемых зависимостями вида (2). При этом мы полагаем, что электрохимический потенциал одинаков в обоих каналах. В результате, были рассчитаны затворные характеристики двухканального КТК  $G(V_{\Sigma}, V_{\Delta}) = G_I + G_{II}$  при различных значениях суммы  $V_{\Sigma} = V_G^I + V_G^{II}$  и разности  $V_{\Delta} = V_G^I - V_G^{II}$  затворных напряжений.

4.1. Симметричные каналы. Рассмотрим частный случай, когда емкости между каналами и ближайшими к ним затворами одинаковы:  $C_g^I = C_g^{II}$ . В этом случае кондуктансы обоих каналов квантуются с приблизительно равными периодами повторе-

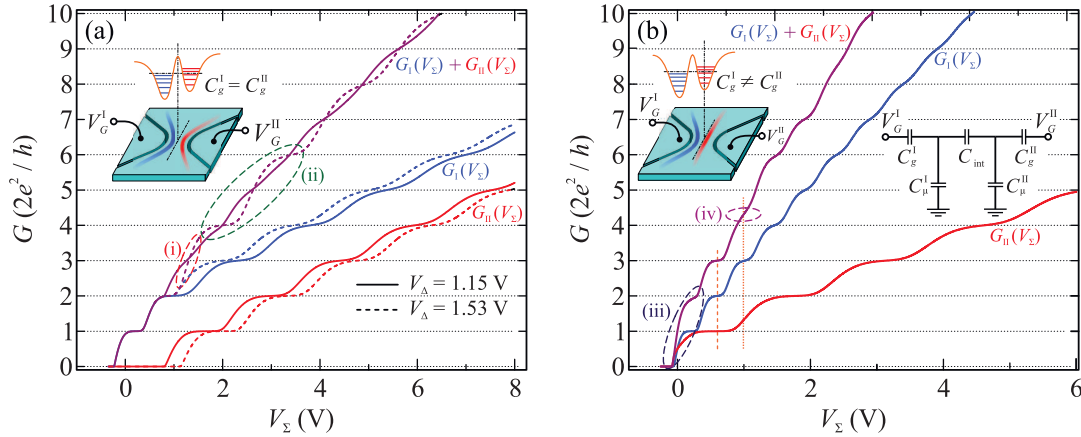


Рис. 4. (Цветной онлайн) (а) – Примеры рассчитанных затворных характеристик кондактанса  $G_I(V_\Sigma)$ ,  $G_{II}(V_\Sigma)$  и их суммы  $G_I(V_\Sigma) + G_{II}(V_\Sigma)$  при значениях параметров  $C_g^I = C_g^{II} = 0.01 \cdot C_{\mu 0}$ ,  $C_{int} = 0.1 \cdot C_{\mu 0}$ ,  $\Delta E = 6$  мэВ,  $T = 4.2$  К,  $V_\Delta = 1.15$  В (сплошная линия) и  $1.53$  В (пунктирная линия). Показаны примеры особенностей кондактанса: (i) отсутствие плато при значении, кратном  $2e^2/h$ , (ii) прыжок кондактанса на  $4e^2/h$ . Вставка иллюстрирует симметричное расположение каналов в КТК и возможный профиль ограничивающего потенциала. (б) – Графики  $G_I(V_\Sigma)$ ,  $G_{II}(V_\Sigma)$  и их суммы  $G_I(V_\Sigma) + G_{II}(V_\Sigma)$  при значениях  $C_g^I = 0.01 \cdot C_{\mu 0}$ ,  $C_g^{II} = 0.035 \cdot C_{\mu 0}$ . Показаны примеры особенностей кондактанса: (iii) прыжок кондактанса на величину, не кратную  $2e^2/h$  и (iv) anomalous plateau при значении, не кратном  $2e^2/h$ . Вставка иллюстрирует асимметричное расположение каналов в КТК и возможный профиль ограничивающего потенциала, а также эквивалентную электрическую схему моделируемого двухканального КТК

ния плато. Такая ситуация реализуется, когда, например, в КТК имеется симметричный двухъямный потенциал и два проводящих канала расположены симметрично относительно середины КТК. Приложение асимметричного напряжения между затворами  $V_\Delta$  приводит к относительному смещению одного потенциального минимума относительно другого по энергии. Этот случай схематически проиллюстрирован на вставке к рис. 4а. Примеры графиков кондактансов отдельных каналов  $G_I(V_\Sigma)$ ,  $G_{II}(V_\Sigma)$  и их суммы  $G_I(V_\Sigma) + G_{II}(V_\Sigma)$  при различных значениях  $V_\Delta$  показаны на рис. 4а. Видно, что суммарный кондактанс представляет собой ступенчатую функцию с плато при значениях, кратных  $4e^2/h$ , т.е. демонстрирует удвоение степеней кондактанса. При этом период повторения плато вдоль оси  $V_\Sigma$  совпадает с периодом повторения плато кондактанса отдельных каналов. График суммарного кондактанса в случае симметричных каналов демонстрирует следующие особенности, наблюдающиеся в эксперименте: (i) отсутствие некоторых (нечетных) плато при значениях, кратных  $2e^2/h$  и (ii) прыжки кондактанса на  $4e^2/h$ . Обратим внимание так же на то, что видность плато суммарного кондактанса в отличие от кондактанса отдельных каналов сильно зависит от  $V_\Delta$  (см. рис. 4а). Видность плато, определяемая выражением (4), максимальна, когда плато кондактансов двух каналов совпадают по  $V_\Sigma$  (штриховая линия на рис. 4а), и минимальна, когда центр плато кондак-

танса одного канала накладываются на область роста кондактанса другого канала (пунктирная линия на рис. 4а). В последнем случае, плато оказываются заметно размытыми, что объясняет (vi) ухудшение видности плато.

Таким образом, рассмотрение случая двух симметрично расположенных каналов позволяет воспроизвести (i) отсутствие некоторых плато при значениях, кратных  $2e^2/h$  и (ii) прыжки кондактанса на  $4e^2/h$ , наблюдающиеся в экспериментально измеренных сериях затворных характеристик КТК-1, показанных на рис. 1а. Рассмотренный случай двух симметричных каналов наиболее близко соответствует экспериментальным данным, полученным в образце КТК-1. Наличие двух симметрично расположенных каналов в этом образце подтверждается также наблюдением двух одноканальных областей (левая и правая области графика на рис. 1а) и двухканальной области (средняя область графика, ограниченная пунктирной линией, на рис. 1а). При больших абсолютных значениях разности затворных напряжений  $V_\Delta$  только один из двух каналов в КТК-1 проводит ток, в то время как другой перестает проводить и суммарный кондактанс равен кондактансу одного из каналов.

**4.2. Асимметричные каналы.** Рассмотрим общий случай асимметричных каналов. При этом емкости между каналами и ближайшими к ним затворами неодинаковы:  $C_g^I \neq C_g^{II}$ . В этом случае общий

кондактанс двухканального КТК определяется суммой двух кондактансов, квантующихся с разными периодами. В транскондактансе можно ожидать биений с периодически меняющейся видностью. Но, пожалуй, самое интересное в этом случае, – это возникновение аномальных плато кондактанса при значениях, не кратных  $2e^2h$ . Пример графиков кондактанса двух каналов и их суммы показан на рис. 4б. Видно, что когда плато кондактанса двух каналов накладываются друг на друга (вертикальная штриховая линия на рис. 4б), возникают обычные плато, кратные  $2e^2h$ . Когда же плато одного канала накладываются на области роста кондактанса второго канала (вертикальная пунктирная линия на рис. 4б), возникают аномальные плато, не кратные  $2e^2h$ . Следует заметить также, что видность аномальных плато ниже обычных.

Таким образом, рассмотрение случая двух параллельных каналов с квантующимися кондактансами, позволяет воспроизвести следующие экспериментально наблюдаемые особенности кондактанса: (iii) прыжки на величины, не кратные  $2e^2/h$ , (iv) возникновение аномальных плато при значениях, не кратных  $2e^2/h$ . Рассмотренный случай двух асимметричных каналов наиболее близко соответствует экспериментальным данным, полученным в образце КТК-2. Асимметрия каналов в этом образце подтверждается также наблюдением лишь одной одноканальной области (правая область графика на рис. 1б), а не двух, как на рис. 1а).

Заметим также, что рассмотрение общего случая позволяет понять причины (vi) относительно слабой видности аномальных плато, заключающиеся в наблюдении плато кондактанса одного канала на фоне изменяющегося кондактанса второго канала.

Еще одна особенность (v), заключающаяся в плавном изменении значений аномальных плато кондактанса от кривой к кривой при изменении  $V_\Delta$ , требует рассмотрения серии затворных характеристик. Этому посвящен следующий подраздел.

**4.3. Серия затворных характеристик кондактанса двухканального КТК.** Для того, чтобы проследить эволюцию аномальных плато, рассмотрим серию затворных характеристик кондактанса двухканального КТК с разными емкостями  $C_g^I \neq C_g^{II}$  при различных значениях разности затворных напряжений  $V_\Delta$ . Серия расчетных затворных характеристик при  $T = 4.2$  К показана на рис. 5. На отдельных кривых (см., например, кривые, показанные жирными линиями на рис. 5) наблюдаются аномальные плато при значениях, не кратных  $2e^2/h$ . Кроме этого видна эволюция аномальных плато от кривой к кри-

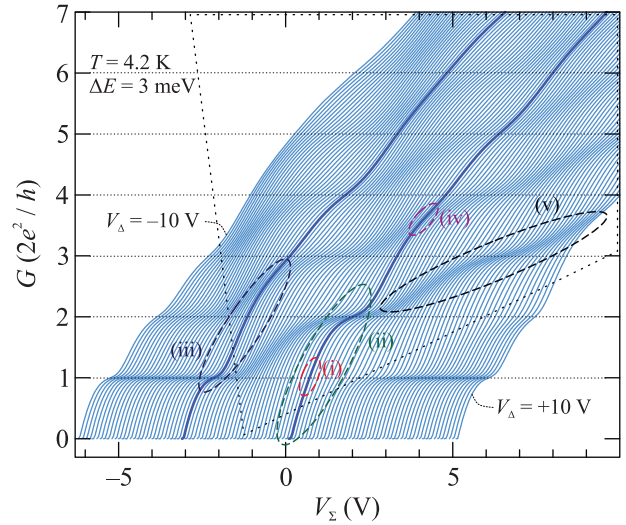


Рис. 5. (Цветной онлайн) Серия расчетных затворных характеристик  $G_1(V_\Sigma) + G_2(V_\Sigma)$  двухканального КТК при различных значениях разности затворных напряжений  $V_\Delta$  в диапазоне от  $-10$  до  $+10$  В и при значениях параметров  $C_g^I = 1.0 \cdot 10^{-3} \cdot C_{\mu 0}$ ,  $C_g^{II} = 3.5 \cdot 10^{-3} \cdot C_{\mu 0}$ ,  $C_{int} = 0.75 \cdot C_{\mu 0}$ ,  $\Delta E = 3$  мэВ и  $T = 4.2$  К. Показаны примеры особенностей кондактанса: (i) отсутствие плато при значении, кратном  $2e^2/h$ , (ii) прыжок кондактанса на  $4e^2/h$ , (iii) прыжок кондактанса на величину, не кратную  $2e^2/h$ , (iv) аномальное плато при значении, не кратном  $2e^2/h$ , (v) эволюция, т.е. плавное изменение значения кондактанса на плато от кривой к кривой. Пунктирными линиями ограничена область наложения двух квантующихся кондактансов параллельных каналов. Вне этой области проводит лишь один из двух каналов

вой, заключающаяся в плавном изменении значений кондактанса на аномальных плато, между двух соседних значений, кратных  $2e^2/h$ . В целом, отдельная затворная характеристика  $G_I(V_\Sigma) + G_{II}(V_\Sigma)$  перестает быть ступенчатой кривой с плато при значениях, кратных  $2e^2/h$ , предсказываемой одночастичной моделью. Заметим, что результаты расчета, представленные на рис. 5, воспроизводят все (i-vi) существенные экспериментальные особенности, представленные на рис. 1, включая эволюцию аномальных плато при изменении  $V_\Delta$ .

**5. Выводы.** Серия экспериментально измеренных затворных характеристик  $G(V_\Sigma)$  двух КТК траншейного типа при различных значениях разности затворных напряжений  $V_\Delta$  демонстрирует ряд выраженных особенностей, таких как отсутствие некоторых плато, прыжки кондактанса на  $4e^2/h$  и на величины, не кратные  $2e^2/h$ , аномальные плато при значениях, не кратных  $2e^2/h$ , плавное изменение значений аномальных плато и их относительно

слабая видность. Мы показали, что возникновение этих особенностей может быть связано с образованием нескольких параллельных проводящих каналов внутри одиночного КТК. Моделирование суммарного кондактанса двух каналов воспроизводит все перечисленные особенности кондактанса, наблюдающиеся в эксперименте. Мы продемонстрировали, что для случая симметрично расположенных каналов характерны прыжки кондактанса на  $4e^2/h$ , в то время как для случая асимметричных каналов прыжки могут происходить на величины, не кратные  $2e^2/h$ . В последнем случае наблюдается серия аномальных плато. Рассмотренная модель может быть легко обобщена на случай нескольких (более двух) каналов, или упрощена до более тривиального случая сложения квантующегося кондактанса и плавно изменяющегося неквантующегося кондактанса параллельного проводника. Мы убеждены, что предложенная модель может оказаться особенно полезной при анализе измерений кондактанса, демонстрирующих особенности, аналогичные описанным выше, поскольку наличие параллельной проводимости не всегда очевидно заранее.

**Финансирование работы.** Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект # 22-12-00343 – экспериментальные измерения и теоретическое моделирование) и Министерства науки и высшего образования РФ (проект # FWGW-2022-0011 – характеристика исходных гетероструктур).

**Конфликт интересов.** Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

1. B. J. van Wees, H. van Houten, C. W. J. Beenakker, J. G. Williamson, L. P. Kouwenhoven, D. van der Marel, and C. T. Foxon, *Phys. Rev. Lett.* **60**, 848 (1988); <https://doi.org/10.1103/physrevlett.60.848>.
2. D. A. Wharam, T. J. Thornton, R. Newbury, M. Pepper, H. Ahmed, J. E. F. Frost, D. G. Hasko, D. C. Peacock, D. A. Ritchie, and G. A. C. Jones, *J. Phys. C: Solid State Phys.* **21**, L209 (1988); <https://doi.org/10.1088/0022-3719/21/8/002>.
3. K. J. Thomas, J. T. Nicholls, M. Y. Simmons, M. Pepper, D. R. Mace, and D. A. Ritchie, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 135 (1996); <https://doi.org/10.1103/physrevlett.77.135>.
4. K. J. Thomas, J. T. Nicholls, M. Y. Simmons, M. Pepper, D. R. Mace, and D. A. Ritchie, *Philos. Mag. B* **77**, 1213 (1998); <https://doi.org/10.1080/13642819808205012>.
5. A. Kristensen, H. Bruus, A. E. Hansen, J. B. Jensen, P. E. Lindelof, C. J. Marckmann, J. Nygård, C. B. Sørensen, F. Beuscher, A. Forchel, and M. Michel, *Phys. Rev. B* **62**, 10950 (2000); <https://doi.org/10.1103/physrevb.62.10950>.
6. O. P. Sushkov, *Phys. Rev. B* **64**, 155319 (2001); <https://doi.org/10.1103/physrevb.64.155319>.
7. S. M. Cronenwett, H. J. Lynch, D. Goldhaber-Gordon, L. P. Kouwenhoven, C. M. Marcus, K. Hirose, N. S. Wingreen, and V. Umansky, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 226805 (2002); <https://doi.org/10.1103/physrevlett.88.226805>.
8. K.-F. Berggren and I. I. Yakimenko, *Phys. Rev. B* **66**, 085323 (2002); <https://doi.org/10.1103/physrevb.66.085323>.
9. D. J. Reilly, *Phys. Rev. B* **72**, 033309 (2005); <https://doi.org/10.1103/physrevb.72.033309>.
10. A. P. Micolich, *J. Phys. Condens. Matter* **23**, 443201 (2011); <https://doi.org/10.1088/0953-8984/23/44/443201>.
11. F. Bauer, J. Heyder, E. Schubert, D. Borowsky, D. Taubert, B. Bruognolo, D. Schuh, W. Wegscheider, J. von Delft, and S. Ludwig, *Nature* **501**, 73 (2013); <https://doi.org/10.1038/nature12421>.
12. B. Brun, F. Martins, S. Faniel, B. Hackens, G. Bachelier, A. Cavanna, C. Ulysse, A. Ouerghi, U. Gennser, D. Mailly, S. Huant, V. Bayot, M. Sanquer, and H. Sellier, *Nat. Commun.* **5**, 4290 (2014); <https://doi.org/10.1038/ncomms5290>.
13. I. V. Zozoulenko and S. Ihnatsenka, *J. Phys.: Condens. Matter* **20**, 164217 (2008); <https://doi.org/10.1088/0953-8984/20/16/164217>.
14. A. M. Lunde, A. De Martino, A. Schulz, R. Egger, and K. Flensberg, *New J. Phys.* **11**, 023031 (2009); <https://doi.org/10.1088/1367-2630/11/2/023031>.
15. A. V. Chaplik, *JETP Lett.* **31**, 252 (1980).
16. J. S. Meyer and K. A. Matveev, *J. Phys.: Condens. Matter* **21**, 023203 (2009); <https://doi.org/10.1088/0953-8984/21/2/023203>.
17. J. S. Meyer, K. A. Matveev, and A. I. Larkin, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 126404 (2007); <https://doi.org/10.1103/physrevlett.98.126404>.
18. A. C. Mehta, C. J. Umrigar, J. S. Meyer, and H. U. Baranger, *Phys. Rev. Lett.* **110**, 246802 (2013); <https://doi.org/10.1103/physrevlett.110.246802>.
19. S.-C. Ho, H.-J. Chang, C.-H. Chang, S.-T. Lo, G. Creeth, S. Kumar, I. Farrer, D. Ritchie, J. Griffiths, G. Jones, M. Pepper, and T.-M. Chen, *Phys. Rev. Lett.* **121**, 106801 (2018); <https://doi.org/10.1103/physrevlett.121.106801>.
20. W. K. Hew, K. J. Thomas, M. Pepper, I. Farrer, D. Anderson, G. A. C. Jones, and D. A. Ritchie, *Phys. Rev. Lett.* **102**, 056804 (2009); <https://doi.org/10.1103/physrevlett.102.056804>.
21. L. W. Smith, W. K. Hew, K. J. Thomas, M. Pepper, I. Farrer, D. Anderson, G. A. C. Jones, and D. A. Ritchie, *Phys. Rev. B* **80**, 041306 (2009); <https://doi.org/10.1103/physrevb.80.041306>.



22. W.K. Hew, K.J. Thomas, M. Pepper, I. Farrer, D. Anderson, G.A.C. Jones, and D.A. Ritchie, *Physica E* **42**, 1118 (2010); <https://doi.org/10.1016/j.physe.2009.11.009>.
23. L.W. Smith, W.K. Hew, K.J. Thomas, M. Pepper, I. Farrer, D. Anderson, G.A.C. Jones, and D.A. Ritchie, *Physica E* **42**, 1114 (2010); <https://doi.org/10.1016/j.physe.2009.11.001>.
24. S. Kumar, K.J. Thomas, L.W. Smith, M. Pepper, G.L. Creeth, I. Farrer, D. Ritchie, G. Jones, and J. Griffiths, *Phys. Rev. B* **90**, 201304(R) (2014); <https://doi.org/10.1103/physrevb.90.201304>.
25. S. Kumar, M. Pepper, H. Montagu, D. Ritchie, I. Farrer, J. Griffiths, and G. Jones, *Appl. Phys. Lett.* **118**, 124002 (2021); <https://doi.org/10.1063/5.0045702>.
26. N.K. Patel, J.T. Nicholls, L. Martin-Moreno, M. Pepper, J.E.F. Frost, D.A. Ritchie, and G.A.C. Jones, *Phys. Rev. B* **44**, 13549 (1991); <https://doi.org/10.1103/physrevb.44.13549>.
27. T.-M. Chen, A.C. Graham, M. Pepper, I. Farrer, and D.A. Ritchie, *Appl. Phys. Lett.* **93**, 032102 (2008); <https://doi.org/10.1063/1.2963478>.
28. K.-F. Berggren and M. Pepper, *Phil. Trans. R. Soc. A* **368**, 1141 (2010); <https://doi.org/10.1098/rsta.2009.0226>.
29. P. Debray, S.M.S. Rahman, J. Wan, R.S. Newrock, M. Cahay, A.T. Ngo, S.E. Ulloa, S.T. Herbert, M. Muhammad, and M. Johnson, *Nat. Nanotechnol.* **4**, 759 (2009); <https://doi.org/10.1038/nnano.2009.240>.
30. D.A. Pokhabov, A.G. Pogosov, E.Yu. Zhdanov, A.A. Shevyrin, A.K. Bakarov, and A.A. Shklyayev, *Appl. Phys. Lett.* **112**, 082102 (2018); <https://doi.org/10.1063/1.5019906>.
31. D.A. Pokhabov, A.G. Pogosov, E.Yu. Zhdanov, A.K. Bakarov, and A.A. Shklyayev, *Appl. Phys. Lett.* **115**, 152101 (2019); <https://doi.org/10.1063/1.5123035>.
32. D.A. Pokhabov, A.G. Pogosov, E.Yu. Zhdanov, A.K. Bakarov, and A.A. Shklyayev, *Appl. Phys. Lett.* **118**, 012104 (2021); <https://doi.org/10.1063/5.0038492>.
33. T. Masuda, K. Sekine, K. Nagase, K.S. Wickramasinghe, T.D. Mishima, M.B. Santos, and Y. Hirayama, *Appl. Phys. Lett.* **112**, 192103 (2018); <https://doi.org/10.1063/1.5023836>.
34. D.A. Pokhabov, A.G. Pogosov, E.Yu. Zhdanov, and A.K. Bakarov, *JETP Lett.* **117**, 299 (2023); <https://doi.org/10.1134/s0021364022603049>.
35. D.I. Sarypov, D.A. Pokhabov, A.G. Pogosov, E.Yu. Zhdanov, and A.K. Bakarov, *St. Petersburg State Polytechnical University Journal. Physics and Mathematics* **16**, 117 (2023); <https://doi.org/10.18721/jpm.161.320>.
36. D.I. Sarypov, D.A. Pokhabov, A.G. Pogosov, E.Yu. Zhdanov, and A.K. Bakarov, *JETP Lett.* **116**(6), 360 (2022); <https://doi.org/10.1134/s0021364022601610>.
37. D.A. Pokhabov, A.G. Pogosov, E.Yu. Zhdanov, A.K. Bakarov, and A.A. Shklyayev, *Semiconductors* **54**, 1605 (2020); <https://doi.org/10.1134/s1063782620120301>.
38. E.T. Owen and C.H.W. Barnes, *Phys. Rev. Appl.* **6**, 054007 (2016); <https://doi.org/10.1103/physrevapplied.6.054007>.
39. I.I. Yakimenko and I.P. Yakimenko, *J. Phys.: Condens. Matter* **34**, 105302 (2022); <https://doi.org/10.1088/1361-648x/ac3f01>.
40. K.-J. Friedland, R. Hey, H. Kostial, R. Klann, and K. Ploog, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 4616 (1996); <https://doi.org/10.1103/physrevlett.77.4616>.
41. A.G. Pogosov, M.V. Budantsev, E.Yu. Zhdanov, D.A. Pokhabov, A.K. Bakarov, and A.I. Toropov, *Appl. Phys. Lett.* **100**, 181902 (2012); <https://doi.org/10.1063/1.4709485>.
42. A.G. Pogosov, A.A. Shevyrin, D.A. Pokhabov, E.Yu. Zhdanov, and S. Kumar, *J. Phys: Condens. Matter* **34**, 263001 (2022); <https://doi.org/10.1088/1361-648x/ac6308>.
43. E.Yu. Zhdanov, A.G. Pogosov, M.V. Budantsev, D.A. Pokhabov, and A.K. Bakarov, *Semiconductors* **51**, 8 (2017); <https://doi.org/10.1134/S1063782617010250>.
44. L.I. Glazman, G.B. Lesovik, D.E. Khmel'nitskii, and R.I. Shekhter, *JETP Lett.* **48**, 238 (1988).
45. M. Büttiker, *Phys. Rev. B* **41**, 7906(R) (1990); <https://doi.org/10.1103/physrevb.41.7906>.
46. A. Kristensen, J. Bo Jensen, M. Zaffalon, C.B. Sørensen, S.M. Reimann, P.E. Lindelof, M. Michel, and A. Forchel, *J. Appl. Phys.* **83**, 607 (1997); <https://doi.org/10.1063/1.366724>.
47. A. Kristensen, C.B. Sørensen, P.E. Lindelof, J. Bo Jensen, J. Nygård, M. Zaffalon, F. Beuscher, M. Michel, and A. Forchel, *Solid-State Electronics* **42**, 1103 (1998); [https://doi.org/10.1016/S0038-1101\(97\)00310-9](https://doi.org/10.1016/S0038-1101(97)00310-9).
48. N.K. Patel, L. Martin-Moreno, M. Pepper, R. Newbury, J.E.F. Frost, D.A. Ritchie, G.A.C. Jones, J.T.M.B. Janssen, J. Singleton, and J.A.A.J. Perenboom, *J. Phys.: Condens. Matter* **2**, 7247 (1990); <https://doi.org/10.1088/0953-8984/2/34/018>.
49. C. Rössler, S. Baer, E. de Wiljes, P.-L. Ardelt, T. Ihn, K. Ensslin, C. Reichl, W. Wegscheider, *New J. Phys.* **13**, 113006 (2011); <https://doi.org/10.1088/1367-2630/13/11/113006>.
50. B. Brun, F. Martins, S. Faniel, B. Hackens, A. Cavanna, C. Ulysse, A. Ouerghi, U. Gennser, D. Mailly, P. Simon, S. Huan, V. Bayot, M. Sanquer, and H. Sellier, *Phys. Rev. Lett.* **116**, 136801 (2016); <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.116.136801>.